МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

ФІЗИКА, ЕЛЕКТРОНІКА, ЕЛЕКТРОТЕХНІКА

ФЕЕ: 2016

МАТЕРІАЛИ
та програма

НАУКОВО-ТЕХНІЧНОЇ КОНФЕРЕНЦІЇ

(Суми, 18–22 квітня 2016 року)

Суми
Сумський державний університет
2016

Визначення абсолютного виходу фотонів з поверхонь наноструктурованих матеріалів

Маркович Л.М., *науковий співробітник*; Лінтур М.І., *науковий співробітник*; Приходько М.В., *науковий співробітник*; Подгорецька Г.Ю., *науковий співробітник*
Ужгородський національний університет, м. Ужгород

При визначенні абсолютного виходу фотонів виникають певні труднощі пов'язані з декількома причинами. Зокрема, при виконанні даних експериментів необхідно точно виміряти величину сигналу, який проходить через систему реєстрації і аналізу оптичного випромінювання від еталонного джерела та від досліджуваного зразка. При цьому для досягнення точності в визначенні величини сигналів, що порівнюємо (від еталону і досліджуваного зразка) необхідно всі виміри виконувати при одних і тих же умовах: в однакових спектральних інтервалах частот, в однакових умовах збору і аналізу оптичного випромінювання. Калібровку системи реєстрації ми виконували за допомогою еталонних джерел неполяризованого випромінювання, а саме, вольфрамової лампи СІ-8-200 (для спектральної області 350-800 нм) і газорозрядної водневої лампи ДВС-25 (для області 200-350 нм). Істинний спектральний розподіл інтенсивності вольфрамової лампи СІ-8-200 розраховується за формулою Планка для заданої температури Т середньої частини вольфрамової смуги лампи з врахуванням випромінюючої властивості сірого тіла. Спектр записаний для лампи ДВС-25 зшивали з розподілом інтенсивності вольфрамової лампи СІ-8-200.

Абсолютний вихід фотонів з поверхні досліджуваного зразка на один падаючий електрон, на даній довжині хвилі визначили за формулою:

$$N\left[\frac{Фот}{с\cdot нм}\right]=\frac{I_{эксп.}(\lambda)\cdot S\cdot 2\pi\cdot}{\beta(\lambda)\cdot S_{эксп.}\cdot I_{эл.}\cdot\Omega\cdot D\cdot\Delta\ell_{эксп.}} \qquad (1.1)$$

площа вхідної щілини $\rightarrow S_{експ}=\Delta\ell\cdot\Delta h$, де Δl – ширина вхідної щілини, Δh – висота вхідної щілини.

$$I_0 = \frac{I_{експ}\left[\frac{ім.}{сек}\right]}{I_\lambda\left[\frac{ім}{фот}\right]} \tag{1.2}$$

де $I_0\left[\frac{фот}{сек}\right]$ – чутливість ФЕП;

$I_{експ}$ – відносна інтенсивність отримана під час експерименту на даній довжині хвилі;

I_λ – інтенсивність отримана на еталонних джерелах на даній довжині хвилі.

$$\Omega = 2\pi\left(1-\cos\alpha\right) = 2\pi\left(1-\sqrt{1-\frac{r^2}{L^2}}\right) \tag{1.3}$$

Ω – тілесний кут спостереження;

r – радіус лінзи;

L – відстань від лінзи до вхідної щілини монохроматора;

S_0 – площа зразка, яка опромінюється електронами;

$I_{ел}$ – електронний струм бомбардую чого пучка.

Користуючись методикою, яка описана вище, ми отримали дані абсолютного виходу фотонів на один падаючий електрон при взаємодії електронів середніх енергій з поверхнею плівки As_2S_3, напорошеної на скло марки К-8 (N_1) і кремній високої чистоти (N_2), а також з поверхонь наноструктурованих плівок Se/As_2S_3, Te/As_2S_3 та Bi/As2S3 в діапазоні довжин хвиль від 200 до 800 нм, який склав відповідно: $N_1 = 1{,}75\cdot10^{-3}$ фот/нм·ел., $N_2 = 7{,}57\cdot10^{-4}$ фот/нм·ел., $N_3 = 1{,}8\cdot10^{-3}$ фот/нм·ел. $N_4 = 8{,}8\cdot10^{-4}$ фот/нм·ел., $N_5 = 1{,}3\cdot10^{-3}$ фот/нм·ел.